第65卷 第2期 天 文 学 报 Vol. 65 No. 2
2024年3月 ACTA ASTRONOMICA SINICA Mar., 2024

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2024.02.007

活动小行星311P/PANSTARRS的动力学特性分析*

辛瑛琦[1,2] 史建春[1,3,4†] 马月华[1,2‡] 陈媛媛[1]

(1 中国科学院紫金山天文台/中国科学院行星科学重点实验室 南京 210023)
(2 中国科学技术大学天文与空间科学学院 合肥 230026)
(3 中国科学院上海天文台 上海 200030)
(4 中国科学院比较行星学卓越创新中心 合肥 230026)

摘要 311P/PANSTARRS是一颗活动小行星, 具有小行星和彗星的双重特征, 是中国“天问二号”的探测目标之一. 311P/PANSTARRS直径较小, 约为400 m, 非引力效应可能会对其长期动力学演化产生较大的影响. 通过假定不同表面组分, 研究了Yarkovsky效应对311P/PANSTARRS轨道演化的影响, 讨论了密近交汇、非破坏性碰撞和YORP (Yarkovsky-O'Keefe-Radzievskii-Paddack)效应等非引力效应, 计算了小行星与大行星密近交汇及碰撞概率, 估计了311P/PANSTARRS达到自转周期分裂极限的时标. 模拟结果显示与纯引力模型相比, Yarkovsky效应可能会加快311P/PANSTARRS离开当前共振区域, 大约在10 Myr以后311P/PANSTARRS会离开当前所在共振带, 在表面覆盖风化层的情况下有机会通过ν_6长期共振成为越火小行星; 在考虑YORP效应的情况下, 311P/PANSTARRS在2 Myr时标内可达到自转周期分裂极限; 在考虑Yarkovsky效应及YORP效应等因素的情况下, 311P/PANSTARRS在10 Myr时标内仍可保持其动力学稳定性, 且YORP效应不会显著影响其半长径偏移量.

关键词 天体力学, 方法: 统计, 行星和卫星: 动力学演化和稳定性, 矮行星, 小行星: 个别: 311P/PANSTARRS
中图分类号: P134; **文献标识码**: A

1 引言

彗星是太阳系形成时期遗留下的残骸, 较好地保留了太阳系形成时期的原始信息. 彗星和小行星在轨道动力学、成分和观测特征上存在一定的差异, 传统意义上认为彗星和小行星是两种不同类型的天体. 但近些年的观测研究发现, 在小行星主带中, 许多小行星也会出现类似彗星活动特征的彗发和彗尾[1], 因此引入了“活动小行星” (Active Asteroid)这一概念. “活动小行星”是具有小行星轨道, 但表现出类似彗星活动性的小天体. 小天体发生质量损失的机制有很多种, 比如冰的升华、撞击喷发、旋转不稳定、静电力、热分裂、热脱水、冲击脱水和辐射压力等[2]. 其中在小行星主带因冰升华导致周期性活动的小天体称为主带彗星(Main-belt Comet), 而因其他因素导致短暂活动性爆发的小

2022-12-23收到原稿, 2023-02-13收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12173093、12033010), 江苏省自然科学基金项目(BK20191512), 中国载人空间项目(CMS-CSST-2021-B08), 民用航天预研项目(D020304、D020302)和小行星基金会资助

†jcshi@shao.ac.cn

‡yhma@pmo.ac.cn

天体则称为“破坏小行星” (Disrupted asteroid). 迄今为止, 共发现了大约40颗活动小行星. 其中大部分轨道稳定的天体可能起源于主带, 但仍存在一些天体轨道不稳定, 可能是被暂时捕获的彗星. 因此, 对活动小行星轨道演化的研究可探究活动小行星的分布规律, 从而为搜寻和发现新的活动小行星提供理论预测; 同时, 通过分析活动小行星的轨道迁移机制, 为推测活动性背后的物理原因提供限制.

311P/PANSTARRS, 又称P/2013 P5 (下文简称311P), 2013年8月27日首次由Pan-STARRS (Panoramic Survey Telescope and Rapid Response System)巡天计划发现. 2013年9月, 哈勃望远镜(Hubble Space Telescope, HST)观测到311P呈现至少6条线性的彗尾形态, 这一活动性持续了约5个月(2013年4月15日至2013年9月4日). 根据Jewitt等[3]研究表明, 这些尘埃尾是由彗核快速旋转分裂产生的. 与彗星的动力学性质不同, 311P的Tisserand参数$T_{\rm J}=3.66$, 在小行星的参数范围内(彗星的Tisserand参数$T_{\rm J}<3$[4]). 这些特征都表明311P是一颗活动小行星. 311P是“天问二号”的探测任务之一, “天问二号”计划于2025年左右搭载长征三号乙运载火箭发射升空, 将分别探测共轨近地小行星(469219) Kamo'oalewa和主带的活动小行星311P[5].

311P的轨道位于小行星主带的内缘, 轨道半长径约为2.189 au, 有着中等偏心率∼0.142和较小的轨道倾角$\sim 4.968°$, 其本征根数与古老的Flora族群($\sim 10^9$ yr[6])小行星相似, 可能是其中的成员之一. Flora族群是一个具有500个成员的大族群, 通过小行星光谱检测到大多数族群成员都是S型小行星[7]. 另一方面, 通过Jewitt等[8]对311P色指数的测量也表明311P更有可能是一个S型小行星. Jewitt等[3]利用哈勃望远镜2013年9月10日和23日的观测数据计算得到311P的绝对星等($H_{\rm V}=18.69$, 18.54), 并假设其几何反照率与Flora族群的平均反照率0.29 ± 0.09一致, 得到311P的有效半径约为(0.24 ± 0.04) km. Jewitt等[8]于2015年利用哈勃望远镜2013年9月至2014年2月的高分辨率图像得到311P的绝对星等下限18.98 ± 0.10, 相应的有效半径上限(0.20 ± 0.02) km (假设几何反照率为0.29 ± 0.09). Hainaut等[9]利用3.56 m新技术望远镜(New Technology Telescope, NTT) 2013年8月至10月的观测数据以及S型小行星的几何反照率得到311P的半径上限范围是0.25–0.29 km. Jewitt等[10]在2018年利用哈勃望远镜2015年3月至7月的数据, 试图通过光变曲线数据寻找311P快速旋转的依据, 但在此数据中并未找到相应依据, 只得到自转周期的下限5.4 h. 同时在此数据中得到的绝对星等为(19.14 ± 0.02), 相应的有效半径约为(0.19 ± 0.03) km (假设几何反照率为0.29).

由以上数据可以看出, 相比于其他活动小行星, 311P的尺度较小, Lyapunov时标较短($T_{\rm ly}=31.6$ kyr[11]), 这意味着非引力效应, Yarkovsky和YORP (Yarkovsky-O'Keefe-Radzievskii-Paddack)效应对其轨道的影响较大. 尽管在轨道演化中通常认为Yarkovsky效应的影响较小, 但近些年通过观测发现小尺度小行星由Yarkovsky效应导致半长轴偏移是非常明显的[12]. 因此在动力学演化过程中只有同时考虑引力和非引力效应, 才能得出动力学稳定性的可靠结论. 本文参考以上数据, 研究311P在Yarkovsky效应影响下的稳定性. 311P的许多物理性质及参数尚不可知, 因此可以利用Fenucci等[13]最近使用的方法对Yarkovsky效应引起的半长轴偏移进行统计学估计. 内容安排如下: 第2部分介绍初值设置、数值模拟方法和理论模型依据; 第3部分研究稳定性、可能的轨迹路径、密近交汇以及在共振带的停留时标; 第4部分讨论了密近交汇、非破坏性碰撞以及YORP效应对轨道的影响; 第5部分得出结论.

2 方法

2.1 纯引力模型和初值设置

本文所采用的数值积分器是Chambers[14]开发的Mercury程序包中的BS (Bulirsch-Stoer)和MVS (Mixed-Varieble Symplectic)算法以及Fenucci等[15]改进的Mercury程序包. 其中动力学模型的引力部分包括八大行星以及月球(均为考虑质量的大天体, 月球考虑为地月系统), 311P作为测试粒子质量为0. 积分器中设置精度为10^{-12}, 积分步

长设置为8 d. 本文共考虑了两种动力学模型—纯引力模型和增加Yarkovsky效应的引力模型(为表述方便下文有时简称为Yarkovsky模型). 在纯引力模型下, 测试粒子除受纯引力影响外, 其他非引力效应均被忽略. Yarkovsky模型是添加了Yarkovsky效应的引力模型, 具体详见2.2节.

初值使用JPL (Jet Propulsion Laboratory)的Horizons所给根数, 所有大天体取儒略日(Julian day) 2459000.5 JD (2020年5月31日)时刻的瞬时轨道根数, 311P的标称轨道取儒略日2456894.5 JD (2014年8月25日)时刻的瞬时轨道根数, 具体数值及误差见表1, 表中a为轨道半长径、e为轨道偏心率、i为轨道倾角、ω为近日点幅角、Ω为升交点经度、M为平近点角. 为了对观测误差范围内小行星可能的动力学特征做进一步研究, 将1σ取值为311P的观测误差. 轨道测试粒子选取方法如下: 设$\boldsymbol{x}^* \in \mathbb{R}^6$为标称轨道, $\boldsymbol{\Gamma} \in \mathbb{R}^{6\times6}$为对应的协方差矩阵, 该矩阵来源于JPL Small-Body Database. 则标称轨道的概率密度分布为以$\boldsymbol{x}^*$为均值, 以$\boldsymbol{\Gamma}$为方差的六维高斯分布. 根据高斯分布特性, 若$\boldsymbol{u}^* \in \mathbb{R}^6$为标准高斯分布, 则线性形式[16]

$$\boldsymbol{A}\boldsymbol{u}^* + \boldsymbol{x}^* , \tag{1}$$

即为标称轨道的概率密度分布, 其中$\boldsymbol{A} \in \mathbb{R}^{6\times6}$可以利用Cholesky分解法[17]由$\boldsymbol{\Gamma}$得到, 即$\boldsymbol{\Gamma} = \boldsymbol{A}\boldsymbol{A}^{\mathrm{T}}$, 其中$\boldsymbol{A}$为下三角矩阵. 根据上述方法, 首先生成标准正态分布随机向量$\boldsymbol{u}^*$, 再利用(1)式可得到六维高斯分布的轨道测试粒子.

2.2 Yarkovsky效应及初值设置

Yarkovsky效应是由太阳光引起的一种热效应, 可以影响直径小于30 km的小行星的运动轨迹[18–19]. 旋转天体吸收太阳热辐射, 然后以热波形式重新辐射出去, 从而产生微小但持续的推力. 由于小行星的热惯量非零, 会产生辐射延迟, 因此当天体旋转时推力方向与日心位置矢量不平行, 而是略微向轨道速度矢量方向倾斜, 进而可使天体轨道半长径发生偏移[20–21]. Yarkovsky效应分为两种不同效应: 昼夜效应$(\mathrm{d}a/\mathrm{d}t)_{\mathrm{d}}$和季节效应$(\mathrm{d}a/\mathrm{d}t)_{\mathrm{s}}$. 总的偏移$\mathrm{d}a/\mathrm{d}t$为两种效应的叠加.

考虑Yarkovsky效应时一般做如下假设: (i)天体为球体, (ii)轨道为绕日圆轨道, (iii)天体表面满足线性边界条件, (iv)自转轴固定. Yarkovsky效应的大小取决于以下几个轨道和物理参数: a、直径D、密度ρ、天体表面导热系数K和比热容C、自转轴倾角γ、P、吸收系数α以及表面发射率ε. 为了估计311P的半长径偏移率, 利用公式(具体计算见附录)可计算311P的半长径偏移率[13]:

$$\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t} = \left(\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t}\right)(a, D, \rho, K, C, \gamma, P, \alpha, \varepsilon) , \tag{2}$$

其中大部分的参数都是未知的, 因此我们根据Fenucci等[13]的方法, 利用蒙特卡罗模拟来预测(2)式所给出的半长径偏移的可能值.

表 1 JPL Horizons中311P在2456894.5 JD的轨道根数, 对应的1σ误差范围. 数据来源: https://ssd.jpl.nasa.gov/.

Table 1 The nominal osculating orbital elements of 311P and its corresponding 1σ uncertainties at epoch 2456894.5 JD, taken from JPL Horizons. Data sources: https://ssd.jpl.nasa.gov/.

Orbital element	Value	1σ uncertainty
a/au	2.189085680217774	4.672×10^{-8}
e	0.115558163253637	1.513×10^{-7}
i/°	4.968041003605256	1.858×10^{-5}
ω/°	144.2928059076631	3.317×10^{-4}
Ω/°	279.2893239140268	2.781×10^{-4}
M/°	39.87346296920205	1.677×10^{-4}

2.2.1 Yarkovsky效应的初值设置

轨道半长径: 半长径的1σ不确定性非常小, 大约为10^{-8} au的数量级(见表1), 几乎不会对估计半长轴漂移量产生相应的误差, 因此选用标称轨道的吻切根数.

直径和密度: 直径可以由以下公式给出[22]:

$$D = \frac{1329\,\mathrm{km}}{\sqrt{p_{\mathrm{V}}}} 10^{-H/5} , \tag{3}$$

其中p_{V}是几何反照率, H是绝对星等. 目前研究未能给出准确的几何反照率, 因此本文选择用下

面方法进行估计. 首先对311P利用分层聚类分析方法(Hierarchical clustering method, HCM)[23–24], 即在本征根数空间中确定一个距离阈值(分层聚类方法中的距离, 单位m/s), 选出在距离阈值范围之内的所有小行星, 识别其所在的小行星族群. 本征根数是一定时标内的轨道积分得到的平均根数值. Hsieh等[11]曾利用HCM识别得到与311P相关的所有小行星, 并命名为Behrens族群. 本文利用小行星数据库网站AstDys再次对311P进行识别, 在距离阈值为49 m/s处识别得到25个成员的Behrens族群. 图1是Behrens族群在本征根数空间的分布情况, 由图可知311P位于6M-3S-10A与4M+1S-7A ("M"代表火星Mars, "S"代表土星Saturn, 数字表示在相同时间间隔内完成轨道数的比例)两个三体平运动共振之间, 与木星11:3共振相邻, 因此其Lyapunov时间较短, ~ 31.6 kyr. Behrens族群仅有4个较大小行星的几何反照率已知, 表2所示即为这4颗小行星的几何反照率数据. 以此4个小行星成员的几何反照率为准计算平均值, 得到Behrens族群平均几何反照率为$p_{\rm V} = 0.285 \pm 0.025$, 并设为311P的几何反照率. 与Jewitt等[3, 8, 10]所假设的Flora族群的平均反照率相比, Behrens族群可能更为年轻, 且可能有共同起源, 因此将311P的几何反照率设为Behrens族群的平均反照率更为合理. 绝对星等$H = 18.8 \pm 0.6$取自JPL. 再利用(3)式可以得到$D = 433 \pm 121$ m. 至于311P的密度, 由于对311P色指数测量中发现其更偏向于S型小行星, 因此密度取S型小行星的平均密度, 即$\rho = 2720 \pm 540\ {\rm kg \cdot m^{-3}}$[25].

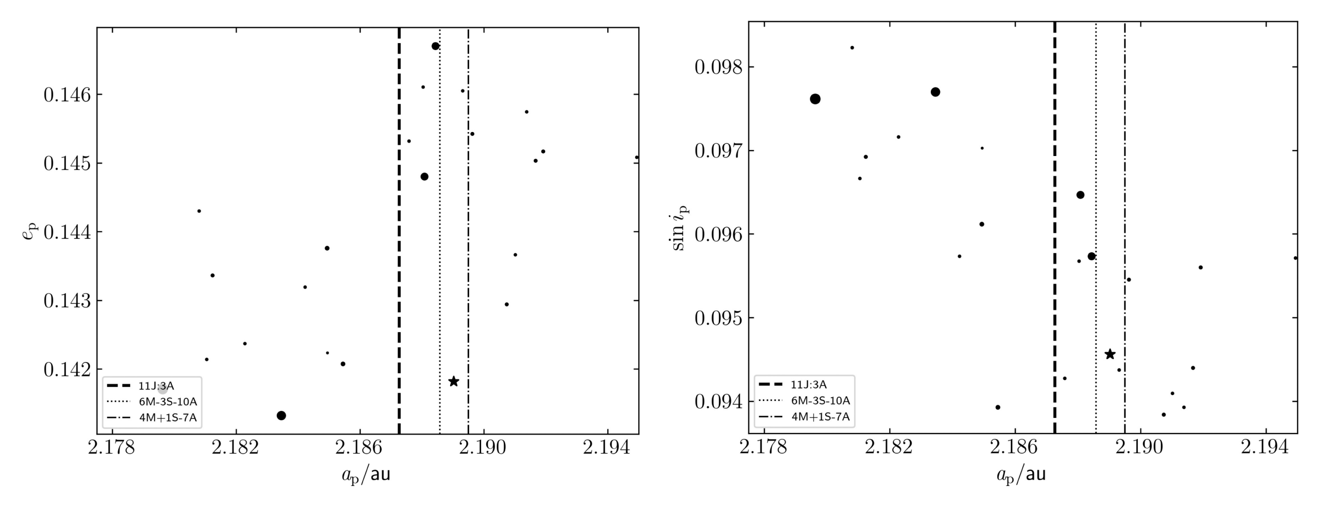


图 1 Behrens族群在本征根数空间的分布情况, 左图是本征半长轴($a_{\rm p}$)和本征偏心率($e_{\rm p}$)的参数空间, 右图是本征半长轴和本征倾角正弦值($\sin i_{\rm p}$)的参数空间. 其中星号表示311P位置, 圆点表示Behrens族群成员, 点的大小与成员的有效直径大小成比例. 标签中显示的是与大行星的二体或三体轨道共振的位置, 虚线表示11J:3A, 点线表示6M-3S-10A, 点虚线表示4M+1S-7A, 其中J表示木星, M表示火星, S表示土星.

Fig. 1 The distribution in the proper element space of the Behrens family members. The left panel depicts the parameter space of semi-major axis ($a_{\rm p}$) and eccentricity ($e_{\rm p}$), while the right panel illustrates the parameter space of semi-major axis and sine of inclination angle ($\sin i_{\rm p}$). Star represents the location of 311P, while circles represent the location of family members. Sizes of circle symbols are proportional to the estimated diameters of the corresponding objects. The labels indicate positions in resonance with the major planets. The dashed line represents 11J:3A, the dotted line represents 6M-3S-10A, and the dash-dotted line represents 4M+1S-7A, where J represents Jupiter, M represents Mars, and S represents Saturn.

导热系数: 导热系数的选取依赖于311P的成分、孔隙率和表面温度, 根据不同的表壤性质可能会变化几个数量级, 不确定性较大[26]. 通常情况下, 表面存在风化层时, 导热系数较低, 一般在0.0001–0.1 ${\rm W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$范围内; 表面为裸露岩石情况下导热系数较大, 一般在1–10 ${\rm W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$范围内; 表面含有金属成分的情况下导热系数一般大于10 ${\rm W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$. 这一参数通常是未知的, 需要额

外的数据比如红外观测或Yarkovsky效应探测等来估计. 对于这一参数的选取, 一方面考虑到311P更倾向于是岩石成分的S型小行星; 另一方面, Fenucci等[13]的研究表明, 尺度小且转速快的小行星可能会在表面保存一些风化层. 因此本文选取了5个与不同表面成分相关的值, 分别是$K \in \{0.001, 0.01, 0.1, 1, 5\}$ $(\mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}})$, 其中前3个值考虑了表面风化层存在的可能性, 后两个值则考虑了表面为不同孔隙率的裸岩时的可能性.

表 2 Behrens族群已知几何反照率的小行星及其1σ误差范围与直径大小. 数据来源: https://ssd.jpl.nasa.gov/.

Table 2 The known geometric albedo of the Behrens family and the corresponding 1σ errors and sizes. Data sources: https://ssd.jpl.nasa.gov/.

Asteroid name	p_{V}	1σ uncertainties	D/m
1651	0.381	0.052	8963
3672	0.268	0.04	5616
13410	0.237	0.043	2654
88630	0.316	0.161	1240

比热容: 比热容同样取决于小行星的成分和表面温度, 但其变化范围并没有导热系数广. 对于表面覆盖风化层或裸露的岩石主带小行星, 该值一般取600–700 $\mathrm{J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}$[27]. 另外, 与导热系数相比, 比热容的不确定性对于$\mathrm{d}a/\mathrm{d}t$的影响较小.

自转轴倾角: 311P的自转轴倾角是未知的, 因此选取$\cos\gamma \in [-1, 1]$的随机值.

自转周期: 自转周期一般由光变曲线来确定, 然而由于观测时间有限, 目前研究中没有相应的光变曲线数据直接证明311P为快速旋转的小行星. 因此对于自转周期的估计, 假设赤道速度为逃逸速度, 利用$v_{\mathrm{e}} = \sqrt{2Gm/r}$, 其中$G$是万有引力常数, r是311P的半径, m是311P通过密度($\rho = 2720 \pm 540\ \mathrm{kg \cdot m^{-3}}$)计算的估计质量, 可得到自转周期的临界值$P_{\mathrm{Crit}} \sim 1.4 \pm 0.2$ h. 因为311P是一颗旋转裂变的活动小行星, 可将自转周期初值取其临界值.

表面发射率和吸收系数: Ostrowski等[28]曾研究过陨石的发射率, 大约在0.9–1之间. 而发射率ε似乎并不会显著改变半长径偏移率, 因此选取陨石发射率的平均值, 0.984. 吸收系数α是测量小行星表面吸收太阳光的比例, 由$\alpha = 1 - A_{\mathrm{b}}$估计式给出, 其中$A_{\mathrm{b}}$为邦德反照率[21]. 一般而言小行星的邦德反照率小于0.15[29], 因此α大约在0.85–1之间. 同样, 由于其他参数的极大不确定性, 在本模型中吸收系数的误差不会对半长径偏移产生较大影响, 因此将吸收系数设为1.

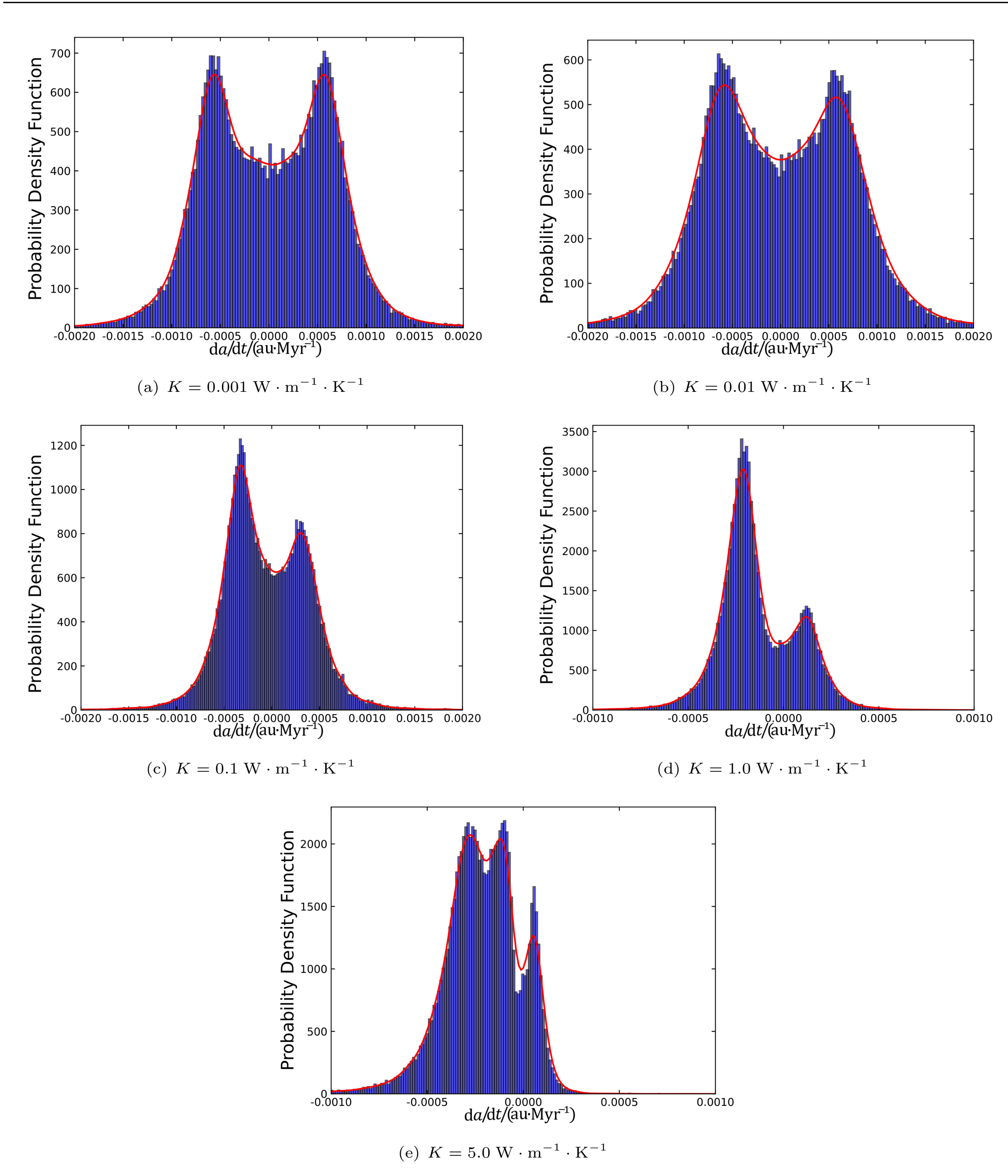
2.2.2 Yarkovsky效应估计

利用上一小节所描述的Yarkovsky模型, 生成10万组高斯分布的初始数据, 用(2)式可以估计311P的半长轴偏移率$\mathrm{d}a/\mathrm{d}t$. 然后使用核密度估计得到不同导热系数K值的连续概率密度函数, 结果如图2所示.

对于前4个小于等于1的导热系数有两个可能性较大的值, 一个正值和一个负值. 这是由于(2)式中昼夜效应项占主导, 且与$\cos\gamma$成正比. 当$K = 0.001\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$时, 正负两侧关于$\mathrm{d}a/\mathrm{d}t = 0$ au/Myr几乎是对称的, 随着K值的增大, 负值占比逐渐增大, 最终在$K = 5.0\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$时几乎全部分布在负值侧, 且负值一侧出现两个峰值, 正值侧仅集中在非常小的$\mathrm{d}a/\mathrm{d}t$ (~ 0.0001 au/Myr)处. 这种情况的出现主要是由于季节效应项与昼夜效应项相当, 而季节效应项总是导致半长径向内偏移, 最终造成半长径偏移量偏向负值的现象. 对于小导热系数(即$K = 0.001$、$0.01\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$)的情况, 半长轴偏移较快, 可达到±0.0008 au/Myr, 而对于$K = 0.1\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$, 大约为±0.0003 au/Myr. 对于较大导热系数$K = 1.0\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$, 则主要集中在负值侧, 约为−0.0002 au/Myr以及$K = 5.0\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$时两个负峰值, 约为−0.0004 au/Myr和−0.0001 au/Myr.

3 结果

利用2.1节中的方法生成500个测试粒子在纯引力模型下进行轨道演化模拟, 然后用同样的测试粒子加入2.2节中所描述的Yarkovsky效应初始参数再进行轨道演化模拟.



(a) $K = 0.001\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$

(b) $K = 0.01\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$

(c) $K = 0.1\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$

(d) $K = 1.0\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$

(e) $K = 5.0\ \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$

图 2　模拟增加不同导热系数的Yarkovsky效应后引起的311P半长轴偏移率$\mathrm{d}a/\mathrm{d}t$, 其中红色曲线表示利用核密度估计拟合的连续概率密度函数.

Fig. 2　Modeled semi-major axis drift rates $\mathrm{d}a/\mathrm{d}t$ caused by the Yarkovsky effect for asteroid 311P, provided for various values of the thermal conductivity K. Red curves represent continuous probability density function using the kernel density estimation.

3.1 长期演化

纯引力模型下的标称轨道如图3所示. 6M-3S-10A的共振中心位于$a \sim 2.1886$ au, 共振宽度约为0.0012 au, 4M+1S-7A的共振中心位于$a \sim 2.1895$ au, 共振宽度约为0.0017 au, 因此311P位于[2.1874, 2.1912] au的共振区域中. 从图中可知在$\sim$ 17 Myr时, 311P从6M-3S-10A三体共振跳跃至4M+1S-7A三体共振, 之后在两个弱三体共振间来回跳跃, 但311P在两个弱三体共振的影响下混沌扩散并不明显, 偏心率、倾角与近日距q基本保持稳定, 分别在$e \in [0.05, 0.22]$、$i \in [2^\circ, 8^\circ]$、$q \in [1.70, 2.05]$ au范围内, 这说明两个弱三体共振并没有重叠而导致混沌扩散. 图4是纯引力模型中500个测试粒子在$(-1,\ 1)$ Myr时间区间内轨道半长径的演化范围, 图中黑色曲线是所有粒子半长径的平均值, 灰色区域是所有粒子半长径的标准差范围, 偏心率和倾角在$(-1,\ 1)$ Myr时标中变化不明显. 起始时间附近偏差极小, 说明所有测试粒子都有相似的轨道. 在经过大约200 kyr的演化后, 标准差开始逐渐增大, 但平均值仍在2.1886 au附近, 这说明在纯引力模型的情况下受6M-3S-10A共振的影响更大. 图5则是增加Yarkovsky效应后测试粒子的轨道演化范围. 通过对比, 在增加Yarkovsky效应后测试粒子轨道在大约60 kyr时标准差就开始增大, 平均值略高于纯引力模型下测试粒子的轨道. Yarkovsky效应的引入导致半长轴的平均值有$\sim 2\times10^{-3}$ au的偏差, 而偏心率与倾角在此时间尺度内几乎没有变化.

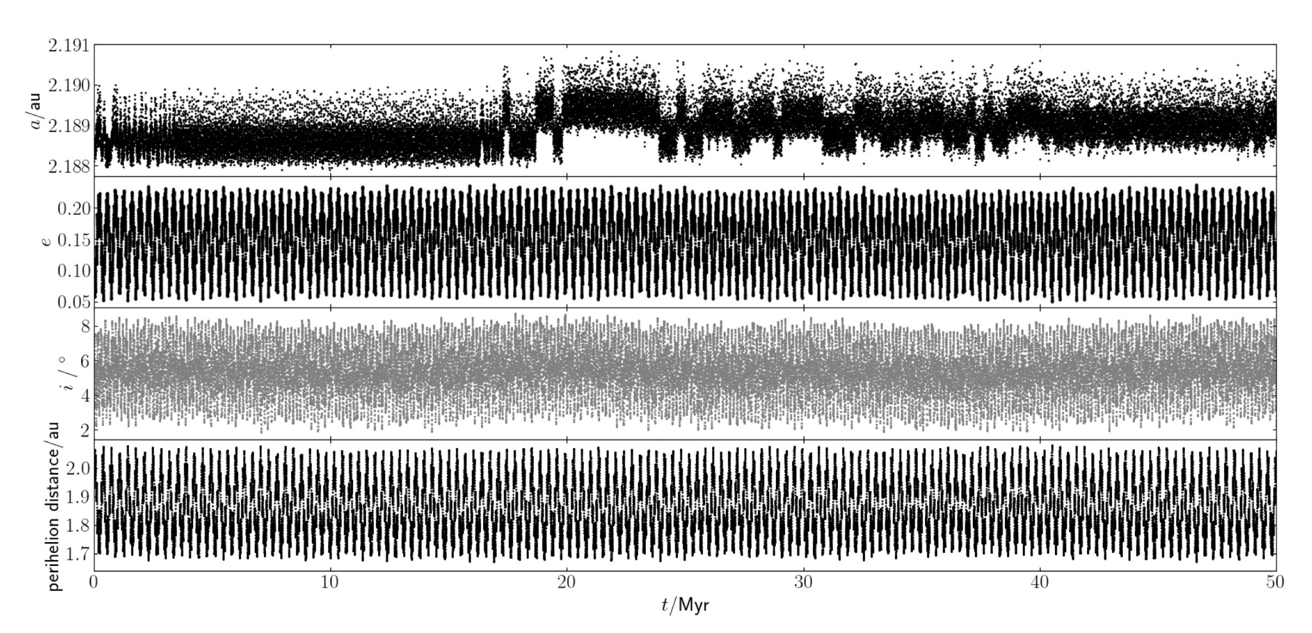


图 3　纯引力模型下, 311P标称轨道在50 Myr的演化. 从上至下分别为半长径、偏心率、倾角以及近日距.

Fig. 3　The long-term evolution of 311P's nominal orbit over 50 Myr, computed within a purely gravitational model. From top to bottom, the panels depict the semi-major axis, eccentricity, inclination, and perihelion distance.

为了研究Yarkovsky效应对311P长期演化的影响, 我们分别绘制了纯引力模型与考虑$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$的Yarkovsky效应后100个测试粒子的轨道分布$R(a, e, i)$. 首先将轨道根数空间(a, e, i)分为$\Delta a \times \Delta e \times \Delta i$, 其中$\Delta a = 0.004$ au、$\Delta e = 0.001$、$\Delta i = 0.1^\circ$, 然后对测试粒子进行轨道演化, 演化时标为50 Myr, 输出时间间隔为10 kyr, 并计算落在每个区间内的次数, 最后标准化该分布使得

$$\iiint R(a, e, i)\mathrm{d}a\mathrm{d}e\mathrm{d}i = 1\,. \tag{4}$$

实际上该轨道分布给出了测试粒子在每个给定的

轨道根数空间所停留的时间间隔. 在纯引力模型下以及Yarkovsky模型下的轨道分布如图6和图7. 两种模型最密集的区域都位于$a \sim 2.1886$ au附近, 偏心率小于0.2、倾角小于8°. 当Yarkovsky效应引入后, 该区域的分布密度比纯引力模型下略小. 在这一区域以外, 测试粒子有10%分散到近地轨道区域, 甚至与金星密近交汇.

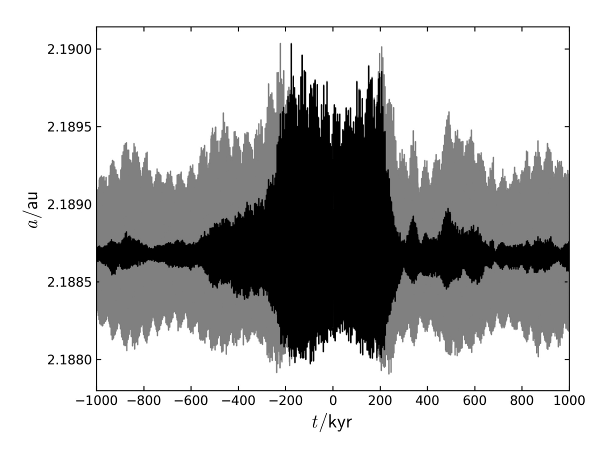


图 4 纯引力模型下, 311P的500个测试粒子在(−1, 1) Myr内的演化. 其中黑色曲线代表所有测试粒子半长轴的平均值, 灰色区域则是对应半长轴的标准差.

Fig. 4 Evolution of 500 orbital clones of 311P in the time interval (−1, 1) Myr, based on a purely gravitational model. The central black line represents the average of the semi-major axis and the gray filled area represents the corresponding standard deviation.

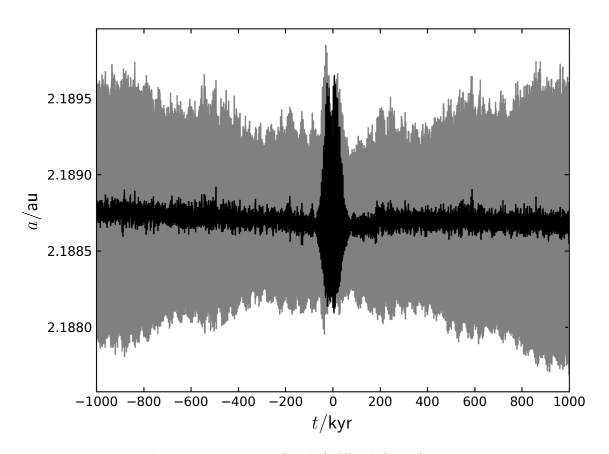


图 5 同图4, 但在引力模型中添加$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$的Yarkovsky效应.

Fig. 5 The same as Fig. 4, but add the Yarkovsky effect of $K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$.

图8是5个在Yarkovsky模型下测试粒子在311P所处共振区域的停留时间. 纯引力模型下测试粒子在50 Myr内都未脱离共振区域. 在Yarkovsky模型下, 大部分测试粒子在10 Myr左右脱离共振区域, 只有18个测试粒子仍处于共振区域. 从图8第1个bin中看出, 在$K = 0.001$、$0.01\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$模型中测试粒子比其他3个模型离开共振区域更快. 图中所标识的中值也可以看出随着热导系数的增大, 分布的中值也随之变大, 从$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$时的2 Myr左右到$K = 0.01\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$时的3 Myr左右, 再到$K = 0.1$、1.0、$5.0\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$时的5 Myr左右.

3.2 与大行星密近交汇以及撞击的统计

本节统计了311P的500个测试粒子在50 Myr年内与大行星的撞击以及密近交汇频率.

311P的500个测试粒子在不同热导系数的Yarkovsky模型下的密近交汇统计如图9. 当$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$时, 在20–25 Myr内出现与火星密近交汇的测试粒子, 与火星密近交汇次数随时间增加, 27个测试粒子与火星密近交汇1926次. 在50 Myr左右与地月系统密近交汇次数显著增大, 8个测试粒子与地月系统密近交汇1160次. 通过对密近交汇次数与Hill半径关系的统计中可以发现, 在50 Myr内311P进入地月系统与火星Hill半径的次数相当. $K = 5.0\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$与$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$情况下的Hill半径统计图的趋势相似, 测试粒子和地月系统的密近交汇次数与火星相当, 但$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$时与火星密近交汇次数略多, 而$K = 5.0\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$时与地月系统密近交汇次数略多. 这可能是由于$K = 5.0\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$情况下Yarkovsky效应对半长径偏移量的影响大多为减小. 值得注意的是, 尽管与火星和地月系统总密近交汇次数相当, 但与地月系统密近交汇的测试粒子数目却少于火星. $K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$情况下有8个测试粒子与地月系统密近交汇, 而$K = 5.0\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$情况下仅有一个测试粒子与地球密近交汇, 且到达共轨区域$T_{1:1}$ (即与地球1:1轨道共振区域, 0.994 au $\leqslant a \leqslant$ 1.006 au), 因此311P变为近地小行星的概率虽然很

小但不为0. 与$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$模型相比, 其他4个模型中测试粒子与火星密近交汇的次数明显减少, 且未出现与木星密近交汇抛射出太阳系的情况.

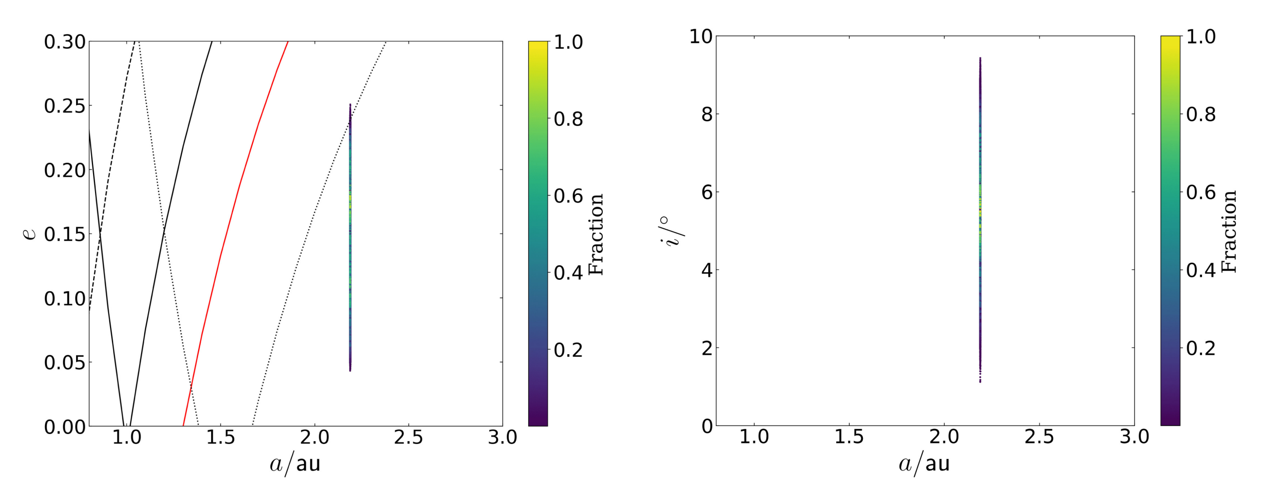


图 6 纯引力模型下测试粒子轨道经50 Myr演化在后$(a,\ e)$ (左图)和$(a,\ i)$ (右图)空间中的分布情况, 其中$(a,\ e)$平面内, 红色曲线为近地天体区域边界$q = 1.3$ au, 黑色实线为$q = q_{\rm Earth}$和$Q = Q_{\rm Earth}$, 黑色点线为$q = q_{\rm Mars}$和$Q = Q_{\rm Mars}$, 黑色虚线为$q = q_{\rm Venus}$和$Q = Q_{\rm Venus}$, 其中Q为远日距, $q_.$, $Q_.$分别是对应行星的近日距和远日距.

Fig. 6 Orbital distribution of the orbital clones in the plane $(a,\ e)$ (left) and $(a,\ i)$ (right) in the purely gravitational model after 50 Myr. In the $(a,\ e)$ plot, the red curve is the boundary of the near-Earth object (NEO) region $q = 1.3$ au, the black curves are $q = q_{\rm Earth}$ and $Q = Q_{\rm Earth}$, the dotted black curves are $q = q_{\rm Mars}$ and $Q = Q_{\rm Mars}$ and the dashed black curves are $q = q_{\rm Venus}$ and $Q = Q_{\rm Venus}$, where Q is the aphelion distance, and $q_.$, $Q_.$ are the perihelion and aphelion distances of planets, respectively.

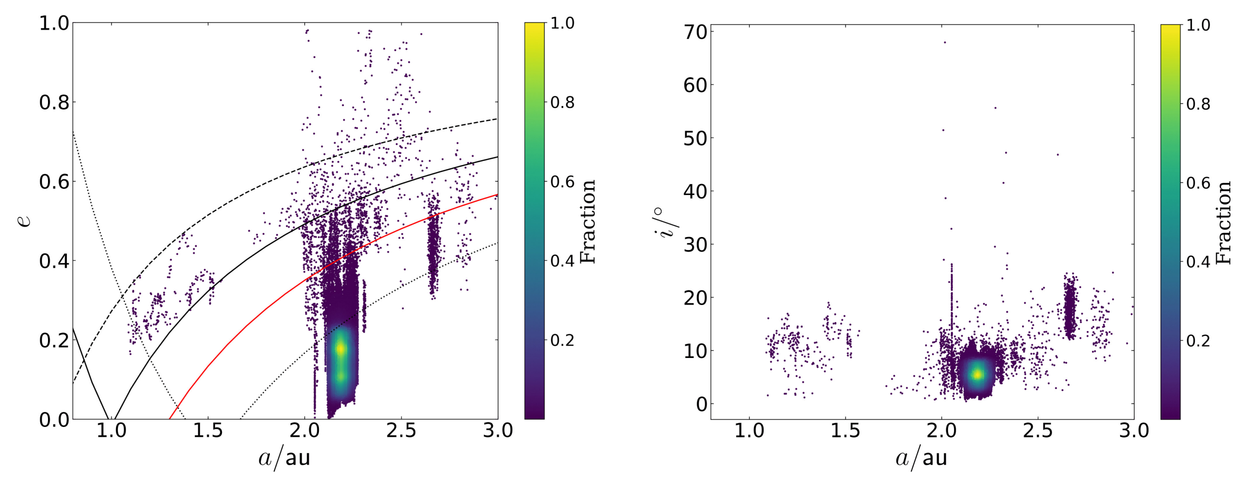


图 7 考虑$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$ Yarkovsky效应的引力模型下测试粒子经50 Myr演化后在$(a,\ e)$ (左图)和$(a,\ i)$ (右图)平面内的轨道分布情况. $(a,\ e)$平面内, 曲线含义同图6.

Fig. 7 Orbital distribution of the orbital clones in the plane $(a,\ e)$ (left) and $(a,\ i)$ (right) in the gravitational model considering Yarkovsky effect of $K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$ after 50 Myr. In the $(a,\ e)$ plot, the meaning of the curves are the same as Fig. 6.

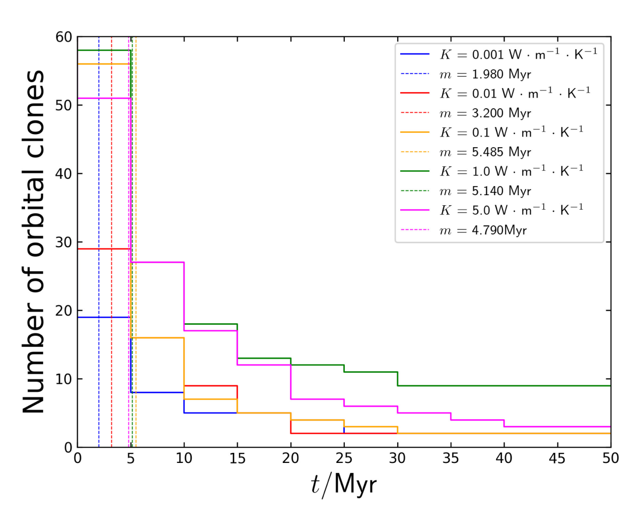


图 8　考虑Yarkovsky效应的引力模型下311P测试粒子共振区域停留时间分布, 相应的热导系数在图例中给出. 垂直虚线表示分布的中位数以及对应的数值在图例中给出.

Fig. 8　Distributions of time spent in the resonance region of 311P orbital clones under the Yarkovsky effect included in the gravitational model, and the corresponding value of conductivity is presented in the label. Vertical dashed lines indicate the median of the distributions, and the corresponding numerical values are also shown in the label.

表3给出了测试粒子撞击、抛射百分比统计结果, 大多数测试粒子在50 Myr内存活下来, 但有7%的测试粒子与太阳相撞, 其中5%都是导热系数$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$情况下的测试粒子. 2%的测试粒子由于与木星的密近交汇而从太阳系抛射出去. 尽管311P与大行星的密近交汇较为频繁, 但与大行星碰撞的概率很小, 在500个测试粒子中没有与大行星碰撞而终止轨道演化的测试粒子. 这是由于对于类地行星的密近交汇不足以将小天体置于双曲轨道中, 而该时标内的Yarkovsky效应不足以使得311P与木星、土星或海王星密近交汇而抛射至太阳系外. 表4给出了测试粒子与大行星密近交汇的百分比, 311P密近交汇最为频繁的是火星, 尤其是$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$时的Yarkovsky模型下有27%的测试粒子与火星发生密近交汇, 成为越火小行星. 这一模拟结果与Vokrouhlický等[30]的模拟结果一致, 对于100 m量级大小的小天体如果其表面覆盖一层风化层, 则主要受昼夜效应的影响半长轴可随机游走至ν_6共振, 从而成为越火小行星或近地小行星.

综上所述, 311P将在大约20–40 Myr时间尺度范围内成为越火小行星, 而成为近地小行星的概率较小, 500个测试粒子中仅有15个到达过近地区域($q < 1.3$ au), 其中7个测试粒子与太阳相撞, 还有一个测试粒子到达了地球共轨区域$T_{1:1}$.

表 3　与太阳、火星碰撞或抛射出太阳系的测试粒子百分比. 最后一列是在50 Myr积分时标内存活粒子的百分比

Table 3　Percentage of clones that ended their evolution by colliding with the Sun, Mars, or by being ejected from the Solar System. The last column indicates the percentage of clones that survived the entire 50 Myr

K/ $(\mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}})$	Coll. with Sun	Coll. with Mars	Other removed objects	Survived objects
0.001	5%	0%	1%	94%
0.01	1%	0%	0%	99%
0.1	1%	0%	0%	99%
1	0%	0%	0%	100%
5	0%	1%	0%	99%

表 4　考虑不同导热系数的Yarkovsky效应下311P测试粒子与3个类地行星金星、地球和火星密近交汇的频率

Table 4　Close encounter frequencies between 311P orbital clones and three terrestrial planets (Venus, Earth, and Mars) under Yarkovsky effect with varying thermal conductivities

$K/(\mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}})$	Venus	Earth	Mars
0.001	7%	8%	27%
0.01	2%	2%	16%
0.1	1%	1%	6%
1	0%	0%	3%
5	1%	1%	10%

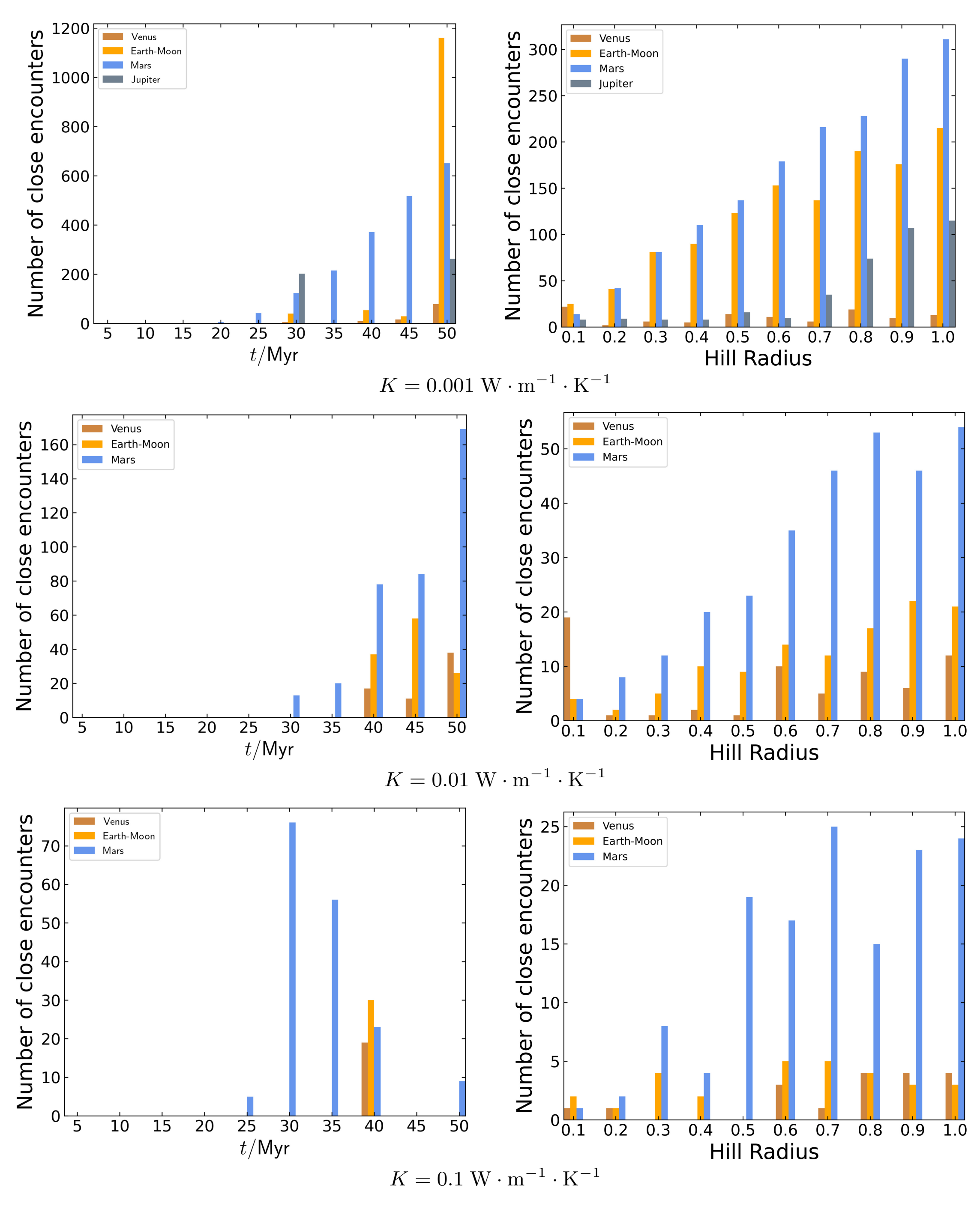


图 9　在考虑不同导热系数的Yarkovsky效应的引力模型下, 左列为500个测试粒子与4个大行星在50 Myr时标内的密近交汇次数统计图, 右列为密近交汇时落在若干倍Hill半径内的次数统计图, 其中没有显示的大行星均为没有密近交汇.

Fig. 9　Under the gravitational models considering Yarkovsky effect with varying thermal conductivity, the left panels display statistics regarding the number of close encounters between 500 orbital clones and four planets within 50 Myr. Meanwhile, the right panels depict statistics on the number of encounters occurring within several times the Hill radius of the planets. Planets not shown indicate no close encounters.

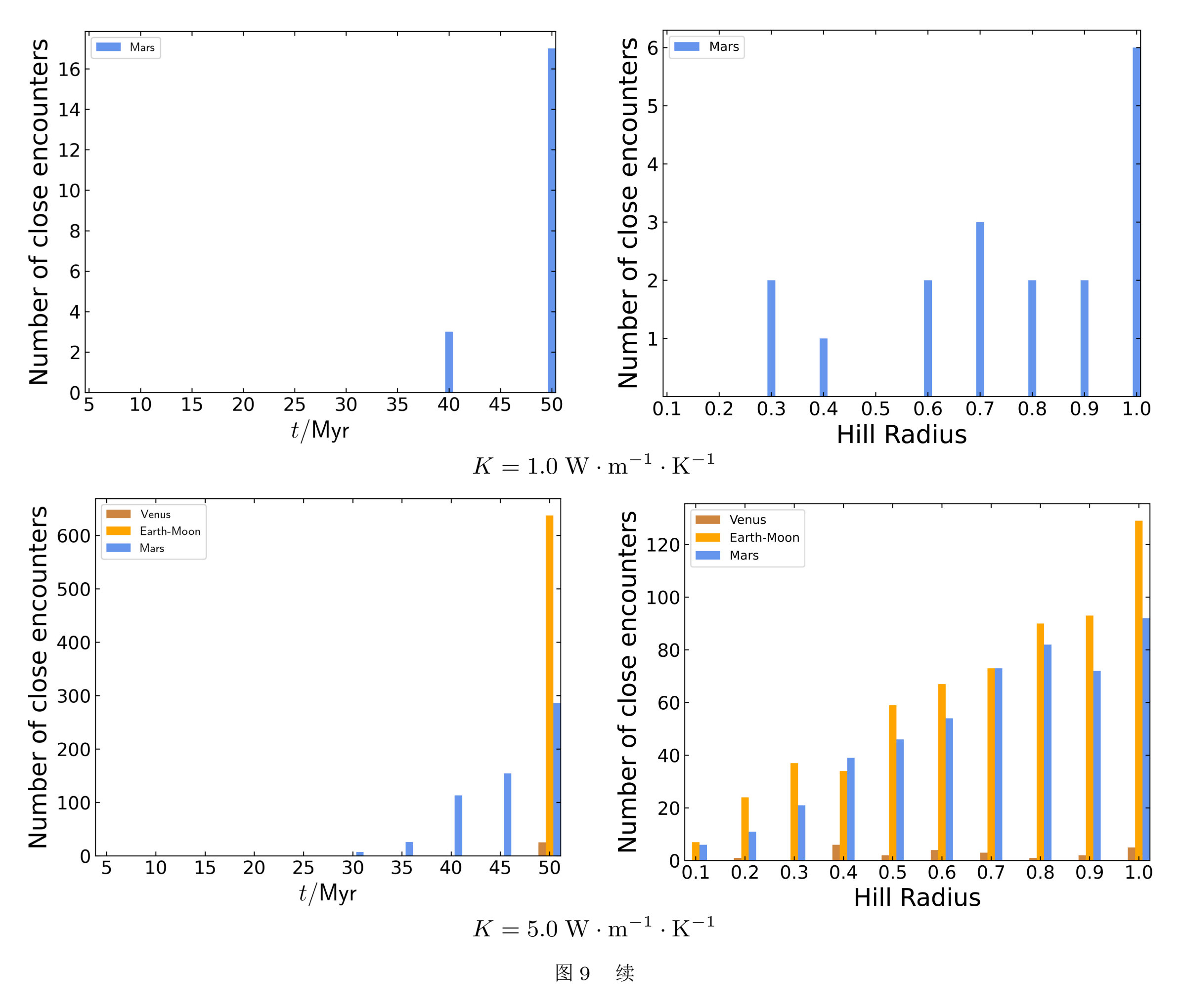


图 9　续

Fig. 9　Continued

4　讨论

本文考虑Yarkvosky效应的方式是在轨道速度方向施加了恒定的等效力, 这一简化方式在轨道和自转轴演化中有一定的局限性. 本节讨论其他因素对半长径偏移量的影响.

在轨道演化方面, Yarkovsky效应主要与日心距有关, 即受轨道的半长径与偏心率的影响[29], 当天体与太阳相距越近该效应越强, 因此随着轨道演化, 半长径偏移量应该也随之变化. 然而从上述模拟中看出Yarkovsky效应主要影响主带中位于弱三体共振处($a \in [2.1874, 2.1912]$ au)的测试粒子, 当其成为越火小行星或近地小行星时, 引力效应为主要影响半长径的因素, 因此假设Yarkovsky效应的偏移量为常量. 另外一个影响轨道偏移量的因素为轨道偏心率. Spitale等[31]发现对于100 m量级大小的小行星, 当轨道偏心率由0.1变为0.9时, Yarkovsky昼夜效应会增大一个量级左右. 此时恒定偏移量可能不再适用, 但图7说明仅有一小部分(约1.4%)与太阳相撞和抛射出太阳系的测试粒子(如表5)达到高偏心率并结束轨道演化. 同时图7也说明了测试粒子在共振带中偏心率大都小于0.3, 因此由于高偏心率导致Yarkovsky偏移量数量级的变化并不会导致结果的改变, 尤其是对于测试粒子在共振带区域的演化.

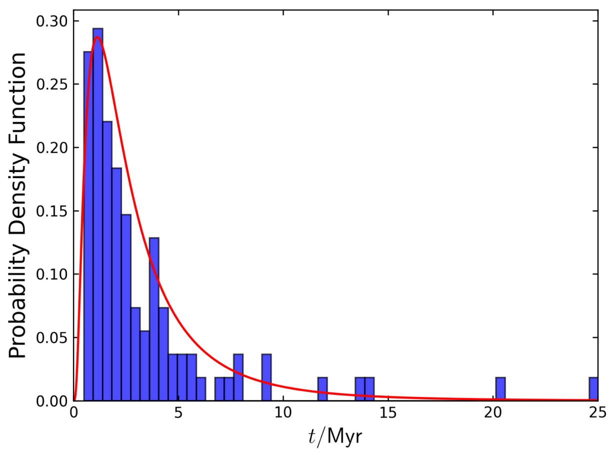
在自转轴的演化方面, YORP效应[21, 29]、非破坏性碰撞[32]以及密近交汇[33]等都会改变小行

星的旋转状态. 未遭受碰撞的小行星一般主要受YORP效应的影响, 一旦经历非破坏性碰撞则会显著改变自转参数. Statler[34]关于YORP效应对小尺度天体表面特征分析表明自转轴演化很可能是随机的, 并且之后Cotto-Figueroa等[35]也通过硬球离散元数值模拟(hard-sphere discret element numerical simulation)证实了这一观点. Wiegert[32]同样认为非破坏性碰撞会重新随机定向自转轴, 因此非破坏性碰撞与YORP效应同样重要, 尤其是对于像311P这种小尺度的小行星. 根据Farinella等[36]关于撞击频率的研究, 小行星在主带中由于碰撞导致自转轴随机定向的时标与小行星的大小和自转周期有关, 311P这种尺寸大小的天体在100 Myr的时标下不会频繁发生撞击事件, 即不会频繁随机定向自转轴方向, 这远大于模拟中测试粒子脱离共振区域的时标. 因此碰撞以及密近交汇在演化中影响自转轴分布的程度有限.

而YORP效应的估计则要复杂得多, 因此对其做了进一步的模拟与讨论. YORP效应是将倾角γ推向渐近状态之一(0°、90°或180°)的热扭矩, 同时会导致小行星旋转速率减缓或加快. 然而这一效应与天体的形状和热力学性质密切相关, 对于大部分小天体这些参数都是未知的. 因此本文采用Fenucci等[15]的静态YORP模型, 小天体倾角γ和自转速率$\omega' = 1/P$ (由于近日点幅角使用ω表示, 这里用ω'表示自转速率)的演化由下式给出:

$$\begin{cases} \dfrac{\mathrm{d}\omega'}{\mathrm{d}t} = f(\gamma), \\ \dfrac{\mathrm{d}\gamma}{\mathrm{d}t} = \dfrac{g(\gamma)}{\omega'}, \end{cases} \tag{5}$$

其中f、g为扭矩大小, f和g的选择可参考Fenucci等[15]. YORP效应通过影响Yarkovsky效应来影响轨道动力学演化. 因此轨道演化过程中, 在每个积分步长处都会通过(5)式更新γ和P来更新(2)式中的半长径偏移量. 轨道演化的初始条件设置与2.2节所述一致. 由于$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$为导致半长径偏移量最大的情况, 这里只评估该情况下的Yarkovsky模型与YORP模型的差别. 311P在Yarkovsky模型与YORP模型下的共振区内时标分布如图10, 该分布可很好地拟合为对数正态分布, 即$X = \mathrm{e}^{\mu+\sigma Z}$, 其中$Z$为标准正态分布. Yarkovsky模型下的分布参数为$\mu = -0.689$、$\sigma = 0.830$. YORP模型下的分布参数为$\mu = -0.650$、$\sigma = 0.806$. 因此两个模型下测试粒子离开311P共振区域的时标分布几乎一致.



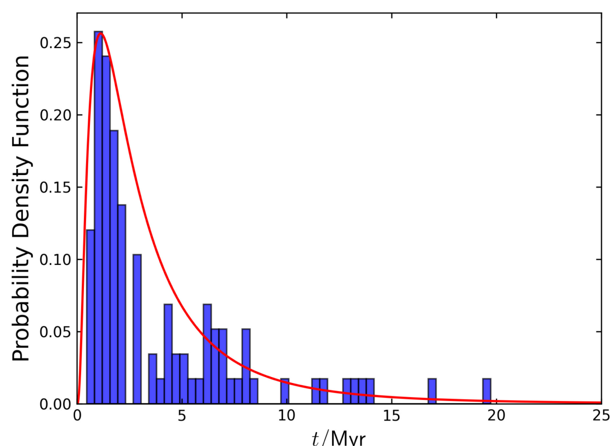


图 10 上图和下图分别为$K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$时考虑Yarkovsky效应和YORP效应的引力模型下311P共振区域停留时标的对数正态分布拟合情况.

Fig. 10 The top and bottom panels show the fit of the log-normal distribution of resident time in the 311P resonance region under the gravitational models considering the Yarkovsky effect and YORP effect for the case $K = 0.001\ \mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}}$ respectively.

另一方面, Golubov等[37]指出小天体在经历几次YORP循环后, 其自旋状态会达到一个平衡点, 即渐近态. 为了评估311P自转轴到达渐近态以及自转周期变为自转周期分裂极限的时标, 对

测试粒子进一步做了10 Myr的轨道演化. 其他初始条件保持不变, 初始自转周期设为$P = 6$ h, 轨道演化时间10 Myr. 结果如表5与图11所示. 自转周期由6 h演化至1.6 h的时标中值约为2 Myr. 由于对311P的模拟显示到达渐近态的时间大致为演化的前1 Myr左右, 半长径的偏移量大小不超过0.02 au, 因此YORP效应对半长径的整体偏移量影响较小, 不会对模拟的最终结果造成太大影响.

表 5 考虑不同导热系数的YORP效应的引力模型下测试粒子达到渐近态与自转周期分裂极限的概率与时标中值统计

Table 5 The probability and median timescale statistics of orbital clones reaching the asymptotic state and spin-period splitting limit under the gravitational model considering the YORP effect with different thermal conductivity

$K/(\mathrm{W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}})$[a]	t_{asym}[b]	$P_{\mathrm{1.6h}}$[c]	t_{rot}[d]
0.001	950 kyr	94%	2.03 Myr
0.01	1 Myr	88%	1.83 Myr
0.1	691 kyr	82%	2.65 Myr
1	906 kyr	89%	1.80 Myr
5	1.3 Myr	94%	2.41 Myr

[a] Thermal conductivity;
[b] The median timescale for orbital clones to reach the asymptotic state;
[c] The probability of orbital clones reaching the spin-period splitting limit of 1.6 hours;
[d] The median timescale for orbital clones to reach the spin-period splitting limit.

5　结论

本文通过对500个测试粒子向前积分50 Myr研究了311P的长期动力学演化, 并且考虑了Yarkovsky效应对其半长径演化的影响. 模拟结果如下:

1. Yarkovsky效应仅在低导热系数下对其动力学稳定性造成明显影响, 与纯引力模型相比, Yarkovsky效应加速了311P离开共振带, 在5 Myr时标下约有一半测试粒子离开共振带, 在10 Myr时标下有约80%左右测试粒子离开共振带;

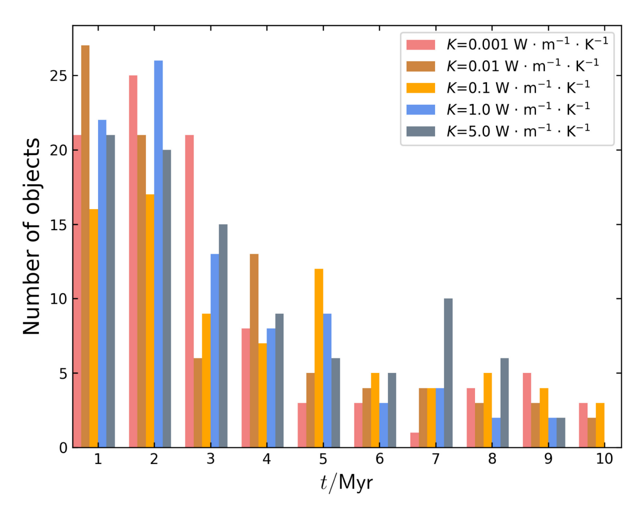


图 11　311P测试粒子在不同热导系数的YORP模型下达到自转周期分裂极限时标的统计图

Fig. 11　The timescale statistics of 311P orbital clones reaching the spin-period splitting limit under the YORP model with different thermal conductivity

2. 有12.4%的概率在20–40 Myr时间内通过ν_6共振, 可能成为越火小行星, 但在50 Myr内成为近地小行星的概率较小, 到达地球共轨区域的概率几乎为0;

3. 在低热导率(覆盖风化层的岩质小行星)的情况下, 311P受Yarkovsky昼夜效应的影响成为越火小行星的概率更大, 约为27%;

4. 如果YORP效应是311P旋转不稳定的原因, 那么其旋转裂变的时标大约为2 Myr;

5. 密近交汇、非破坏性碰撞和YORP效应对311P轨道演化的影响较小, 因此在50 Myr时标内可只考虑Yarkovsky效应对其动力学的影响.

综上, 在各种因素的综合考虑下, 311P将在10 Myr时标内离开共振带, 同时在表面覆盖风化层的情况下可能成为越火小行星, 成为近地小行星的概率不大.

参 考 文 献

[1] Hsieh H, Jewitt D. Science, 2006, 312: 561
[2] Jewitt D, Hsieh H, Agarwal J. The Active Asteroids // Patrick M, Francesca E D, William F B. Asteroids IV. Tucson: University of Arizona Press, 2015: 221-241
[3] Jewitt D, Agarwal J, Weaver H, et al. ApJ, 2013, 778: L21

[4] Kresak L. BAICz, 1982, 33: 104
[5] Zhang T, Xu K, Ding X. NatAs, 2021, 5: 730
[6] Dykhuis M J, Molnar L, Van Kooten S J, et al. Icar, 2014, 243: 111
[7] Florczak M, Barucci M A, Doressoundiram A, et al. Icar, 1998, 133: 233
[8] Jewitt D, Agarwal J, Weaver H, et al. ApJ, 2015, 798: 109
[9] Hainaut O R, Boehnhardt H, Snodgrass C, et al. A&A, 2014, 563: A75
[10] Jewitt D, Weaver H, Mutchler M, et al. AJ, 2018, 155: 231
[11] Hsieh H H, Novaković B, Kim Y, et al. AJ, 2018, 155: 96
[12] Greenberg A H, Margot J L, Verma A K, et al. AJ, 2020, 159: 92
[13] Fenucci M, Novaković B, Vokrouhlický D, et al. A&A, 2021, 647: A61
[14] Chambers J E. MNRAS, 1999, 304: 793
[15] Fenucci M, Novaković B. SerAJ, 2022, 204: 51
[16] Fenucci M, Novaković B. AJ, 2021, 162: 227
[17] Stoer J, Bulirsch R. Introduction to Numerical Analysis. 3rd edn. New York: Springer, 2002: 12
[18] Rubincam D P. JGRE, 1995, 100: 1585
[19] Rubincam D P. JGRE, 1998, 103: 1725
[20] Lupishko D F, Mikhalchenko O I, Chiorny V G. SoSyR, 2019, 53: 208
[21] Bottke W F Jr, Vokrouhlický D, Rubincam D P, et al. AREPS, 2006, 34: 157
[22] Pravec P, Harris A W. Icar, 2007, 190: 250
[23] Zappala V, Cellino A, Farinella P, et al. AJ, 1990, 100: 2030
[24] Zappala V, Cellino A, Farinella P, et al. AJ, 1994, 107: 772
[25] Carry B. P&SS, 2012, 73: 98
[26] Delbo M, Mueller M, Emery J P, et al. Asteroid Thermophysical Modeling // Patrick M, Francesca E D, William F B. Asteroids IV. Tucson: University of Arizona Press, 2015: 107-128
[27] Dziadura K, Oszkiewicz D, Spoto F, et al. A&A, 2023, 680: A77
[28] Ostrowski D, Bryson K. P&SS, 2019, 165: 148
[29] Vokrouhlický D, Bottke W F Jr. A&A, 2001, 371: 350
[30] Vokrouhlický D, Farinella P. A&A, 1998, 335: 351
[31] Spitale J, Greenberg R. Icar, 2001, 149: 222
[32] Wiegert P A. Icar, 2015, 252: 22
[33] Boldrin L A G, Araujo R A N, Winter O C. EPJST, 2020, 229: 1391
[34] Statler T S. Icar, 2009, 202: 502
[35] Cotto-Figueroa D, Statler T S, Richardson D C, et al. ApJ, 2015, 803: 25
[36] Farinella P, Vokrouhlický D, Hartmann W K. Icar, 1998, 132: 378
[37] Golubov O, Unukovych V, Scheeres D J. AJ, 2021, 162: 8
[38] Vokrouhlický D. A&A, 1998, 335: 1093
[39] Vokrouhlický D. A&A, 1999, 344: 362

Dynamical Characteristics of Active Asteroid 311P/PANSTARRS

XIN Ying-qi[1,2] SHI Jian-chun[1,3,4] MA Yue-hua[1,2] CHEN Yuan-yuan[1]
(1 Key Laboratory of Planetary Sciences, Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)
(2 School of Astronomy and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)
(3 Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030)
(4 Center for Excellence in Comparative Planetology, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230026)

Abstract Active asteroids have received lots of attention since they were discovered. 311P/PANSTARRS is one of the most interesting active asteroids in China recently and one of the targets of Tianwen-2. Because of its small size of about 400 m, the Yarkovsky effect may have a significantly influence on its long-term dynamics. This paper discussed the changes in the long-term motion of 311P/PANSTARRS caused by the Yarkovsky effect. By assuming different surface compositions, this simulation introduced the semi-major axis drift by propagating orbits of orbital clones, and the effects of other factors such as close encounters, meteoroid impacts and YORP effect on the orbit evolution of 311P/PANSTARRS were also discussed. Additionally, we estimated the time scale for 311P/PANSTARRS to reach its rotation period of splitting limit. The results of the simulations show that the Yarkovsky effect may cause 311P/PANSTARRS to

exit from the resonance region faster when compared to a purely gravitational model. 311P/PANSTARRS will leave the current resonance region after roughly 10 Myr and have a chance to become a Mars-crossing asteroid through ν_6 secular resonance due to the diurnal Yarkovsky effect if its surface is covered by a regolith layer. It is concluded that 311P/PANSTARRS is stable at least 10 Myr time scale even if taking the Yarkovsky effect and the YORP effect into account. Furthermore, the YORP effect may not significantly affect the semi-major axis drift of 311P/PANSTARRS.

Key words celestial mechanics, methods: statistical, planets and satellites: dynamical evolution and stability, minor planets, asteroids: individual: 311P/PANSTARRS

附录

本文利用Yarkovsky效应的昼夜效应和季节效应来计算相应的半长径变化率, 并对其进行蒙特卡罗实验. 昼夜效应和季节效应导致的半长径变化率由下式给出[13]:

$$\left(\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{d}} = -\frac{8\alpha}{9}\frac{\Phi}{\omega_{\mathrm{rev}}}F\left(R'_{\mathrm{s}}, \Theta_{\mathrm{s}}\right)\cos\gamma\,, \tag{6}$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{s}} = \frac{4\alpha}{9}\frac{\Phi}{\omega_{\mathrm{rev}}}F\left(R'_{\mathrm{d}}, \Theta_{\mathrm{d}}\right)\sin^2\gamma\,, \tag{7}$$

其中, α为表面的吸收系数, Φ为辐射压力系数, $\Phi = \frac{\pi R_{\mathrm{a}}^2 W_*}{m_{\mathrm{a}} c_{\mathrm{v}}}$, W_*表示距离太阳a (au)处小行星所收到的太阳辐射流量, c_{v}为真空中的光速, R_{a}和m_{a}分别为小行星的半径和质量. ω_{rev}为平运动角速度, γ为自转轴倾角, F是关于小行星半径和热物理参数相关的函数. R'_{s}和R'_{d}分别为小行星半径缩放的无量纲值, 定义为:

$$R'_{\mathrm{d}} = \frac{R}{l_{\mathrm{d}}}\,,\ R'_{\mathrm{s}} = \frac{R}{l_{\mathrm{s}}}\,, \tag{8}$$

其中l_{s}和l_{d}分别为昼夜效应和季节效应热波的穿透深度, 即:

$$l_{\mathrm{d}} = \sqrt{\frac{K}{\rho C \omega_{\mathrm{rot}}}}\,,\ l_{\mathrm{s}} = \sqrt{\frac{K}{\rho C \omega_{\mathrm{rev}}}}\,. \tag{9}$$

l_{s}和l_{d}由天体表面热导率K、比热容C和小行星密度ρ确定. 其中自转频率ω_{rot}用于昼夜效应, ω_{rev}用于季节效应. 小行星热物理参数相关量Θ_{d}和Θ_{s}由下式决定:

$$\Theta_{\mathrm{d}} = \frac{\sqrt{\rho K C \omega_{\mathrm{rot}}}}{\varepsilon \sigma_{\mathrm{b}} T_*^3}\,,\ \Theta_{\mathrm{s}} = \frac{\sqrt{\rho K C \omega_{\mathrm{rev}}}}{\varepsilon \sigma_{\mathrm{b}} T_*^3}\,. \tag{10}$$

σ_{b}为Stefan-Boltzmann常数, ε为表面发射率, T_*为日下点温度, 由$\varepsilon\sigma T_*^4 = \alpha W_*$计算. (6)式和(7)式中的$F$取决于相应的半径缩放量和热物理参数, 并且决定了半长径偏移的量级. F的表达式为:

$$F\left(R', \Theta\right) = -\frac{k_1\left(R'\right)\Theta}{1 + 2\,k_2\left(R'\right)\Theta + k_3\left(R'\right)\Theta^2}\,, \tag{11}$$

系数k_1、k_2、k_3均为缩放半径的正解析函数, 它们的定义在Vokrouhlický[38–39]中已详细给出. 注意, 由于F总为负, 季节效应总是使得半长径减小, 且在倾角达到90°时达到最大, 在0°或180°时增加量为0. 而昼夜效应则在$\gamma < 90°$时半长径增大, 在$\gamma > 90°$时半长径减小, 在倾角为0°或180°该效应作用最大, 在倾角为90°时增加量为0.